

=====

## 12. kapitola o hvězdách

-----

OBR spektrum AČR se správnou zářivostí (červená -> černá)

	třída	O	B	A	F	G	K	M
skutečná četnost		0	2	3	5	9	15	66 %
pozorovaná četnost		0.4	13	20	16	14	32	4 %

Různé H-R DIAGRAMY:

-----

L( $T_{\text{eff}}$ ), M(spektrální typ), V(B-V) pro skupiny \* ve stejné vzdálenosti

luminozitní třídy = M.-K. klasifikace (viz 7. kapitolu o spektrech)

populace I - metalicita  $Z \approx 0.02$  = 3. generace <- další obohacení ISM VVV  
naše Slunce je \* 3. generace  
II 0.001 = 2. <- obohacení mezi\* látky od \* VVV  
(výbuchy supernov, \* vítr)  
III  $\sim 0$  = 1. <- již všechny zanikly ^^^

"Bývalé" hypotézy o zdroji energie hvězd (Slunce):

-----

- antická hypotéza o doběla rozžhaveném železném kotouči:

tepelná energie železa je  $Q = M \cdot c \cdot \Delta T \approx 2e30 \cdot 450 \cdot 5e3 \text{ J} = 4.5e36 \text{ J}$ ,  
což při dnešním  $L_S = 3.8e26 \text{ W}$  to stačí na  $1.2e10 \text{ s} = 380 \text{ yr}$

(pravda, v antice neznali správnou vzdálenost ke Slunci, nemohli tedy hádat ani hmotnost,  
ani nebyl formulován zákon zachování energie)

- chemické hoření (Helmholtz 1854) -> výhřevnost oxidace vodíku  $2 \text{ H} + \text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}$ :

$Q = M_{\text{vodíku}} \cdot \text{výhřevnost} = 2e30 \text{ kg} / 9 \cdot 100 \text{ MJ/kg} = 2.5e37 \text{ J}$   
 $\Rightarrow 2.5e37 / 3.8e26 \text{ s} = 6.6e10 \text{ s} = 2000 \text{ yr}$

(předpokládám dostatek kyslíku  $\text{O}_{16}$  a správný poměr hmotností  $2 \cdot \text{H} / \text{O} \sim 1/8$ )

- gravitační smršťování (Kelvinova-Helmholtzova kontrakce)

gravitační potenciální energie koule o konst. hustotě (tj. něco jako smrštění z nekonečna  
na současný poloměr):

$E_G = -3/5 G M^2/R = -0.6 \cdot 6.7e-11 \cdot 4e60 / 7e8 \text{ J} = -2.3e41 \text{ J}$   
 $\Rightarrow 2.3e41 / 3.8e26 = 6e14 \text{ s} = 20 \text{ Myr}$

mimočodem, pro  $R = 10 \text{ km}$  (tj. pro neutronovou \*) vychází  $E_G \approx 1e46 \text{ J}$   
(přitom energie SN 1987A byla ověřena podle neutrinového toku na  $1e46 \text{ J}$  :-)

toto se uplatní i ve fázi T Tauri, která může trvat  $\sim 2 \text{ My}$   
(a Slunce tehdy svítilo  $\sim 10 L_S$ )

Př.: O kolik se musí smršťovat Jupiter, aby vyzařoval 2 krát větší výkon, než přijímá od Slunce?

$$P_{\text{od Slunce}} = L_S / (4 \cdot \pi \cdot a_J^2) \cdot \pi \cdot R_J^2 = 3.8e26 / (4 \cdot (5.2 \cdot 1.5e11)^2) \cdot 7e7^2 \text{ W} = 7.7e17 \text{ W}$$
$$E_G_{\text{Jupitera}} = -3./5. \cdot 6.7e-11 \cdot (2e30 \cdot 1e-3)^{**2} / 7e7 \text{ J} = -2.3e36 \text{ J}$$

Jak dlouho bude zářit výkonem P, když se smršťí na polovinu?

$$t = |E_G_{\text{Jupitera}}/2| / P_{\text{od Slunce}} = 1.5e18 \text{ s} = 48 \text{ Gyr}$$

$$\Rightarrow \text{rychlost smršťování } dR/dt = R_J/2 / t = 2.3e-11 \text{ m/s} = 0.7 \text{ mm/yr}$$

- dopady meteoritů (Mayer 1846):

potřebuji  $E_k = 1/2 m v^2 = 3.8e26 \text{ J}$  každou sekundu, přičemž  $v \sim 100 \text{ km/s}$

$$dm/dt = 2 E_k/v^2 = 2 \cdot 3.8e26 / 1e5^2 \text{ kg/s} = 7.6e16 \text{ kg/s} = 2.4e24 \text{ kg/yr} = 1.2e-6 \text{ M}_S/\text{yr}$$

$$\Rightarrow 1/\text{toto} \sim \text{pouhý } 1 \text{ Myr}$$

navíc by přírůstek hmotnosti MUSEL být měřitelný ze změn oběžných period!

$$(3. \text{ KZ: } a^3/P^2 = M; dM = -2 a^3/P^3 dP \Rightarrow dP/P = -1/2 dM/M \sim 1e-6 \sim 30 \text{ sekund za rok}$$

- jaderné štěpení:

rozpad 235U ~ 200 MeV (kritické množství pro explozivní řetězovou reakci ~44 kg)

$$E \sim 2e30 / (200 \cdot 1.66e-27) \cdot 2e8 \cdot 1.6e-19 \sim 1.9e44 \text{ J (tj. } \sim 16 \text{ Gyr)}$$

ALE ve \* NEJSOU významně zastoupené těžké prvky a uran už vůbec ne...

(štěpení nestabilních prvků nicméně přispělo k přetavení a diferenciaci planet)

Současná teorie:

- termonukleární reakce (Weizsacker 1937, Bethe 1939):

-----

objem jádra  $V = 4/3 \pi (1/4 \cdot R_S)^3 \sim 4 \cdot (2e5 \cdot 1e3)^3 \text{ m}^3 \sim 3e25 \text{ m}^3$ ,

centrální hustota  $140 \text{ g/cm}^3 = 1.4e5 \text{ kg/m}^3$ , průměrná v jádře ASI  $2e4 \text{ kg/m}^3$

$$\Rightarrow \text{hmotnost jádra } M = \rho V \sim 5e29 \text{ kg}$$

1 reakce  $4p \rightarrow \text{He}$  produkuje ~28 MeV;  $3/4$  vodíku a  $4p$  v 1 reakci

$$\Rightarrow \text{počet možných reakcí } M/m_u \cdot 3/4 \cdot 1/4 \sim 5e29/1.66e-27/5 = 6e55$$

celková uvolněná energie  $E \sim 28e6 \cdot 1.6e-19 \cdot 6e55 \text{ J} \sim 2.5e44 \text{ J}$

při zářivém výkonu  $L_S = 3.8e26 \text{ W}$  to stačí na  $E_S/L_S = 7e17 \text{ s} \sim 20 \text{ Gyr}$  :-)

MODELÝ \*: (viz Harmanec)

-----

- 1D, fce R nebo M\_R
- zanedbání rotace, magpole
- nedokonalá teorie konvekce, přestřelování
- nepřesnosti extinkčních koeficientů
- chyby účinných průřezů jaderných reakcí
- jednoduchý \* vítr
- stavová rce pro chladné nebo husté \*
- jen stacionární modely

+ stavová rovnice:

$$P = \underbrace{\rho/mu}_{\text{ideální plyn}} R T + \underbrace{a/3}_{\text{záření}} T^4$$

$$1/mu = \sim 1,5 X + 0.25 Y + 0.5; R = 8.3 \text{ J/mol/K}; a = 7.6e-16 \text{ W/m}^3/\text{K}^{-4}$$

je-li přítomen elektronový nebo neutronový degenerovaný plyn  
<- pro fermiony (s poločíselným spinem) platí PAULIHO VYLUČOVACÍ PRINCIP  
=> DEGENEROVANÝ TLAK (doplnit korekci  $\lambda(T, \rho)$  do stavové rce plynu)

nerelativistický úplně degenerovaný elektronový plyn:  $P_e = K_1 (\rho/mu_e)^{5/3}$   
relativistický:  $P_e = K_2 (\rho/mu_e)^{4/3}$   
neutronový plyn má tlak ještě větší

OBR ochlazovaného obláčku 3He (fermionů) a 4He (bosonů)

+ rce zachování hmoty:

$$d M_R = 4 \pi R^2 \rho(R) dR \Rightarrow$$

$$dR/d M_R = 1/(4 \pi R^2 \rho)$$

+ pohybová rce => hydrostatická rovnováha (pro  $a = 0$ ):

síla gravitace a GRADIENT tlaku  $dP$  (ne sám tlak  $P$ !)

$$d M_R \quad d^2 R/dt^2 = - G M_R dM_R / R^2 - 4 \pi R^2 dP \Rightarrow$$

$$dP/d M_R = - G M_R/(4 \pi R^4)$$

+ rce tepelné rovnováhy:

$$d L_R/d M_R = E_{\text{nukl}} - T dS/dt$$

nutno vyčíslit změnu entropie ( $\sim$  změny potenciální i vnitřní  $E$ , např. ionizace)

+ rce přenosu energie

- pro zářivou rovnováhu:

$$dT/d M_R = - 3 \kappa L_R / (64 a c \pi^2 T^3 R^4)$$

pro konvekci:

když  $-(dT/dR)_{\text{rad}} \geq -(dT/dR)_{\text{ad}} \Rightarrow$  konvektivní pohyb

$$dT/d M_R = - G T M_R / (4 \pi P R^4) \quad \text{grad}_{\text{konv}} \\ \text{grad}_{\text{konv}} \quad \text{doteq} \quad \text{grad}_{\text{ad}} = \Delta P / (c_P \rho T) \\ \Delta = - (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_P$$

u některých \* je podstatné přestřelování konvekce (overshooting)  
do sousedních klidných vrstev

řešení rovnic (složitě) => L, T, rho, P, R jako fce M\_R

H-R diagram

-----

přibližný vztah hmotnost-luminozita:  $L \sim M^4$  (nebo 3.5), podle měření dvoj \*  
i podle modelů \*

přímky konstantních poloměrů na HR diagramu (indikují, zda se hvězda zvětšuje/zmenšuje):

$$L \sim \sigma T^4 * 4 \pi R^2$$

$$L/L_S = (T/T_S)^4 * (R/R_S)^2$$

$$\log L = 4 \log T + 2 \log R$$

VZNIK \*:

-----

mladé \* se vždy vyskytují poblíž mezi\* plynu (ISM) <- OBR M42

ambipolární difuze - možné zhuštění mezi\* plynu spirálováním podél siločar magpole

|

V

gravitační kolaps (viz 6. kapitolu o planetách)

\* typu T Tauri, FU Orionis

|

V

H-H objekty (zhuštění v mezi\* prostředí působené \* větrem)

ANIMACE vzniku \*kupy

Kde \* začínají svůj vývoj na HRD? (vpravo dole, jako chladné málo zářící shluky ISM)

vpravo od HAYASHIHO LINIE (Hayashi 1961), tj. pod  $\sim 4000$  K na HRD, neexistují stabilní \*,  
pouze gravitačně kolabující, posunují se přitom doleva nahoru

od této linie se vývoj liší podle hmotnosti:

$M \ll 1 M_S$  -> vysoká opacita nitra -> přenos energie konvekcí -> pohyb svisle dolů ( $T_{\text{eff}} \sim \text{konst.}$ )

$M \gg 1 M_S$  -> nízká opacita -> přenos energie zářením -> pohyb doleva ( $L \sim \text{konst.}$ )

(Heney et al. 1955)

po zažehnutí termonukleárních reakcí se \* usadí na hlavní posloupnosti nulového stáří (ZAMS)

OBR Hayashiho linie a rané fáze vývoje \* s nízkou a vysokou opacitou

\* je při kontrakci zpočátku zcela konvektivní => promíchání chem. složení

příklad vývoje \* s  $3 M_S$  a metalicitou  $Z = 0.02$  (jako Slunce); viz program hr1 na webu:

0 My - \* se nachází na hlavní posloupnosti nulového stáří;  
vodík je postupně spotřebováván v centrální oblasti

345 My - Hmotnostní podíl vodíku klesl v jádře na  $X = 0.05$ .  
Během těchto 340 My zářivý výkon rostl a efektivní teplota klesala.

Vnější vrstvy zůstávají netknuté, tam je stále  $X = 0.75$ ;  
od jádra jsou oddělené zónou zářivé rovnováhy, kde nedochází  
k velkoškálovému promíchávání, pouze VELMI pomalé difuzi.  
Ani ve spektru vznikajícím v poloprůhledné atmosféře tedy nemohu  
vidět žádný projev dramatických změn chemického složení v jádře.

355 My - Velmi rychle, během 10 My, klesne  $X$  k nule. Přeměny vodíku pak začnou  
v poměrně tlusté slupce kolem jádra. Rychlý vývoj (několik My) způsobuje  
zdánlivou Hertzsprungovu mezeru na HR diagramu.

355 My - Jádro \* se smrštilo a obálka se rozepnula - \* se stala červeným obrem.  
Tento bod na HRD leží téměř na Hayashiho čáře.

Zároveň se změnami zářivosti a povrchových teplot dochází  
k velké přestavbě nitra, červený obr je totiž konvektivní  
od jádra až k povrchu. Nové prvky vytvořené termojadernou  
syntézou tudíž mohou "vyplavat" na povrch a projevit se ve spektru.

356 My - Zapálení hélia v jádře (při teplotě  $10^8$  K) vede k prudkému  
růstu zářivého výkonu (héliovému záblesku). Také poloměr \*  
se podstatně zvětšuje (jak lze vidět z překračování linií  
konstantních poloměrů na HRD). Tomuto místu na HR diagramu říkáme  
větev červených obrů (RGB).

358 My - Růst zářivého výkonu se zastavil, protože jádro se při hoření hélia  
rozepnulo, čímž ale poklesl tlak a hustota ve slupce a zpomalilo se  
hoření vodíku (které i v této fázi produkuje většinu energie).

380 My - Hoření hélia v jádře trvá přibližně 60 My, tj. 20 % doby,  
jakou hvězda předtím strávila na hlavní posloupnosti.  
Vytvářeny jsou i další prvky jako O16, Ne20.

433 My - Hélium v jádře je vyčerpáno, 3-alfa proces začíná ve slupce. Opětovně  
roste zářivý výkon, \* se dostává na asymptotickou větev obrů (AGB).

440 My - konec modelu vývoje \*

(silný \* vítr, pulzace, explozivní héliové reakce ve slupkách,  
tvorba těžších prvků s-procesem, přechod do fáze planetární mlhoviny)

+ HRD a proměnnost \* (cefeidy, miridy, RR Lyr, ...)

Hertzsprungova mezera je tam, kde vývoj probíhá rychle  
a kde jsou obvykle pulzující proměnné \*

ANIMACE HRD pro \* s hmotnostmi 0.8 až 120  $M_{\odot}$

+ HRD pro \*kupy bez nutnosti kalibrace vzdáleností (Sandage 1957):

OBR určení stáří hvězdokup M 45 a 47 Tuc

ZÁNIK \*

-----

+ planetární mlhoviny && bílí trpaslíci (pro \* s  $M < 1.4 M_S$ ; Chandrasekhar, 1938):

OBR mlhovin z HPHK

ANIMACE ze ss2003

struktura mlhovin - "přesýpací hodiny" a dutina v mezi\* prostředí  
<- interakce různě rychlých a různě směřovaných hvězdných větrů;  
různé geometrie pohledu -> zdánlivě různé typy planetárních mlhovin

OBR schéma planetární mlhoviny ze S&T

+ zbytky po supernovách && neutronové \* ( $M_{\text{zbytku}} \sim$  několik  $M_S$ ):

ANIMACE kolapsu a rázové vlny SN 1987A

99 % uvolněné energie odnášejí neutrina vznikající při jaderné reakci  $p + e^- \rightarrow n + \nu$ ;  
1 % je kinetická energie rozpínající se obálky;  
pouze  $10^{-4}$  uniká jako záření

zaznamenáno celkem 24 neutrin během 13 s, 3 hodiny PŘED optickým vzplanutím supernovy  
=> kolaps nastává opravdu rychle a před výbuchem SN!

progenitorem byl obr Sanduleak -69 202a s  $18 M_S$

nukleosyntéza r-procesem a p-procesem

rozpad nestabilního nuklidu  $56 \text{ Ni} \rightarrow 56 \text{ Co} \rightarrow 56 \text{ Fe}$  (s poločasy rozpadu 6,1 dne a 77 dní)  
<- soulad se světelnými křivkami supernov

+ kolaps do černé díry ( $M > \sim 6 M_S$ ):

- POZOR! ty úplně nejhmotnější \* mají tak silný \* vítr (až  $1e-3 M_S/\text{yr}$ ),  
že se před kolapsem zbaví většiny hmoty a černá díra nevznikne!

gravitační mikročočky v LMC => osamocené černé díry nejsou časté

rozdíl kolapsu do neutronové \* (tvrdý povrch -> rázová vlna)  
a do černé díry (volný let přes horizont -> pád do singularity;  
energie se může uvolnit jen v okolním akrečním disku)

=====